Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 40 (1967)

Heft: 5

Artikel: Die Tensorpolarisation von4He(d, d)^4He-Deuteronen im Gebiet der 1.07 MeV Resonanz

Autor: Meiner, H. / Baumgartner, E / Darden, S.E.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-113777

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Die Tensorpolarisation von ^{4}He(d, d)^{4}He-Deuteronen im Gebiet der 1.07 MeV Resonanz

von **H. Meiner, E. Baumgartner, S. E. Darden, P. Huber** und **G. R. Plattner**
Physikalisches Institut der Universität Basel

(19. XII. 66)

Abstract. The tensor polarization of 0.99–1.6 MeV deuterons, scattered elastically from ^{4}He, was measured using the ^{3}He(d, p)^{4}He-reaction as analyzer. A phaseshift-analysis of differential cross-sections and angular distributions of the tensor-moments of deuteron polarization was performed and yielded satisfactory fits, joining smoothly the values of L. C. McIntyre [12] from 2–8 MeV. The resonant phase at $E_d = 1.071$ MeV confirms that this level has $J^\pi = 3^+$ and yields a reduced width of $\gamma^2 = 0.55$ MeV.

1. Einleitung

Die elastische Streuung von Deuteronen an ^{4}He wurde schon von verschiedenen Autoren untersucht[1]). Im Gebiet von 0,9–4 MeV haben u. a. Blair et al. [2] und Galonsky et al. [3] differentielle Wirkungsquerschnitte gemessen. Galonsky hat besonders in der scharfen Resonanz bei der einfallenden Deuteronenenergie von 1,07 MeV, die dem 3^+ Niveau in ^{6}Li bei 2,185 MeV entspricht, den Wirkungsquerschnitt sehr genau bestimmt.

Verschiedene Phasenanalysen wurden bis 9 MeV mit Hilfe der experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte ausgeführt (eine erste von T. Lauritsen et al. [20] im Gebiet der 1,07 MeV-Resonanz) und zum Teil daraus auch Voraussagen über die Polarisation gemacht [4–9]. Es erweist sich jedoch als notwendig, Polarisationsmessungen zu machen, um Phasenanalysen eindeutig durchzuführen.

Als erster versuchte Pondrom et al. [10] mit einem Doppelstreuexperiment eine Polarisationsmessung durchzuführen. Später wurde von Seiler et al. [11] und McIntyre et al. [12] die Tensorpolarisation im Gebiet der 2^+ und 1^+ Niveaux des ^{6}Li-Zwischenkerns (von $E_d = 2{,}3$ MeV bis 8 MeV) bestimmt, eine Phasenanalyse durchgeführt und damit die Niveauparameter der beiden Niveaux neu bestimmt.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Tensorpolarisation der an ^{4}He gestreuten Deuteronen im Energiegebiet der 1,07 MeV-Resonanz mit Hilfe der ^{3}He(d, p)^{4}He-Reaktion als Analysator gemessen und mit einer Phasenanalyse die Streuphasen bestimmt.

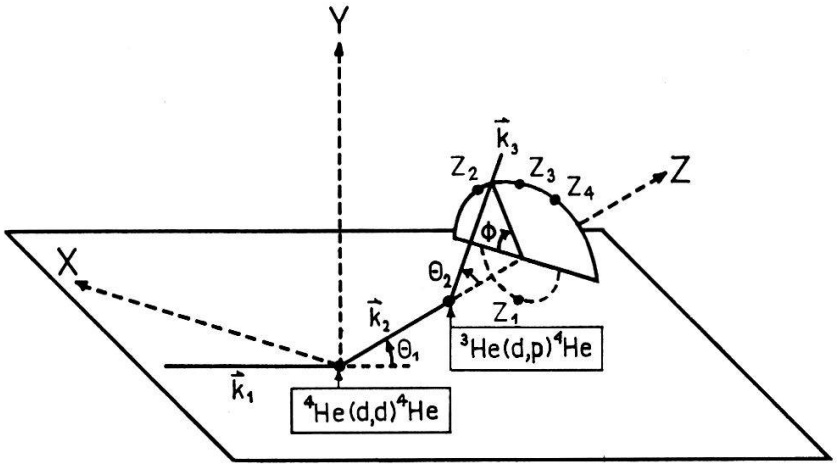
---

[1]) Messungen vor 1964 siehe in Ref. [1].

2. Beschreibung und Messung der Deuteronenpolarisation

Zur Beschreibung der Polarisation der Deuteronen dient das in Figur 1 dargestellte Koordinatensystem, dessen Ursprung mit dem Ort der ^{4}He$(d, d)^4$He-Streuung zusammenfällt. Die z-Achse liegt in der Flugrichtung der gestreuten Deuteronen ($z \parallel \boldsymbol{k}_2$) und die y-Achse steht senkrecht auf der Streuebene ($y \parallel \boldsymbol{k}_1 \times \boldsymbol{k}_2$).

Die Deuteronenpolarisation beschreiben wir mit den im Abschnitt 2 der vorhergehenden Arbeit [13] definierten Spintensormomenten $\langle T_{ik} \rangle$. Im gewählten Koordinatensystem wird die Polarisation der gestreuten Deuteronen vollständig beschrieben durch die vier reellen Grössen $i \langle T_{11} \rangle$, $\langle T_{20} \rangle$, $\langle T_{21} \rangle$, $\langle T_{22} \rangle$. ($i \langle T_{11} \rangle$ ist die Vektorpolarisation, $\langle T_{20} \rangle$, $\langle T_{21} \rangle$, $\langle T_{22} \rangle$ die Tensorpolarisation).



Figur 1

Koordinatensystem zur Beschreibung der Deuteronenpolarisation.
$Z_1 \ldots Z_4$ gibt die Lage der 4 Zähldioden an. $\boldsymbol{k}_1$ liegt in Richtung der einfallenden, $\boldsymbol{k}_2$ in Richtung der auslaufenden Deuteronen.

Zur Messung der Deuteronenpolarisation verwenden wir die ^{3}He$(d, p)^4$He-Reaktion ($Q = 18{,}35$ MeV). Ähnlich wie die häufiger gebrauchte Spiegelreaktion (T(d, n)-^{4}He) wird die ^{3}He$(d, p)^4$He-Reaktion unterhalb einer Energie von 800 keV durch Deuteronen mit einem Bahndrehimpuls Null hervorgerufen (Resonanzenergie $E_R = 430$ keV, $J^\pi = 3/2^+$). Neuere Messungen von Rudin et al. [14] haben gezeigt, dass man beim hier verwendeten Energiebreich von 300–700 keV eine nicht vernachlässigbare Beimischung von $J^\pi = 1/2^+$ zum $J^\pi = 3/2^+$ Niveau des Zwischenkerns berücksichtigen muss. Beachtet man diese Beimischung, so liefert Gleichung (1) unterhalb 800 keV den Zusammenhang zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der ^{3}He$(d, p)^4$He-Reaktion im Schwerpunktsystem und der Tensorpolarisation der einfallenden Deuteronen [12, 14]:

$$\sigma(\Theta_2, \phi) = \sigma_0 \left\{ 1 + f(E) \left[-\frac{\sqrt{2}}{4} (3 \cos^2 \Theta_2 - 1) \langle T_{20} \rangle \right.\right.$$
$$\left.\left. + \sqrt{3} \sin\Theta_2 \cos\Theta_2 \cos\phi \, \langle T_{21} \rangle - \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \Theta_2 \cos 2\phi \, \langle T_{22} \rangle \right] \right\} \qquad (1)$$

wobei: σ_0 = diff. Wirkungsquerschnitt bei unpolarisiert einfallenden Deuteronen.

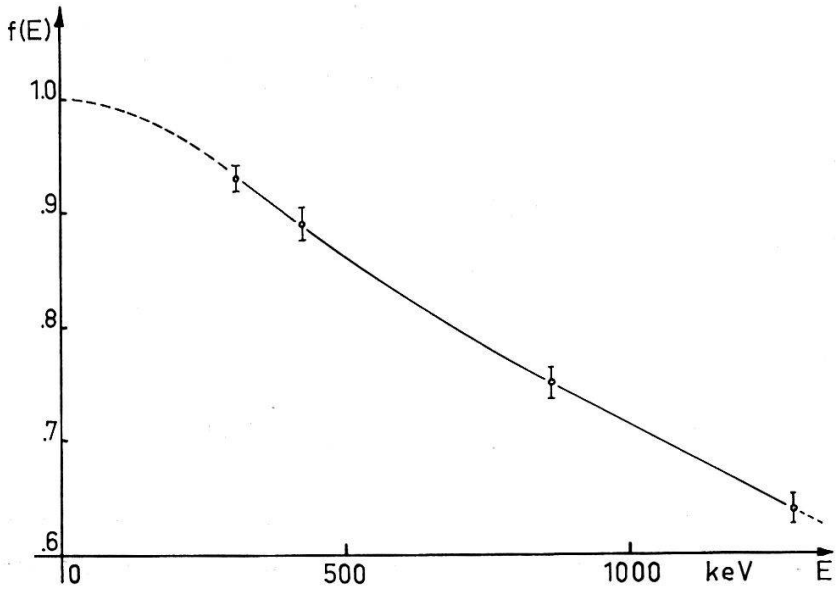
Die Funktion $f(E)$ wurde von Rudin et al. [14] bestimmt und ist in Figur (2) dargestellt.

Im Grenzfall eines reinen $J^\pi = 3/2^+$-Zustandes wird $f(E) = 1$; dann nimmt Gleichung (1) die in den Ref. [11, 15] angegebene Form an.

Die drei Grössen $\langle T_{2k} \rangle$ ($k = 0, 1, 2$) wurden bestimmt durch die Messung der Winkelverteilung der Protonen. Bei folgenden vier Schwerpunktswinkelpaaren (Θ_2, ϕ) wurden Zähler plaziert (vgl. Figur 1) und die relativen Stossraten Z_i der ^{3}He(d, p)-^{4}He-Protonen gemessen:

$$\begin{aligned} Z_1 &= Z\,(17°, -\ 90°) \\ Z_2 &= Z\,(54{,}7°,\ \ 45°) \\ Z_3 &= Z\,(54{,}7°,\ \ 90°) \\ Z_4 &= Z\,(54{,}7°, 135°)\,. \end{aligned} \tag{2}$$

Im Abschnitt 4.3. wird gezeigt, wie aus den Stossraten Z_i die relativen differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt werden.



Figur 2

Aus Gleichung (1) und den gewählten Schwerpunktswinkeln lassen sich die 3 Tensormomente aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten berechnen:

$$\begin{aligned} \langle T_{20} \rangle &= \frac{1 - \Sigma_1 + f(E) \cdot 0{,}0809\,\langle T_{22} \rangle}{f(E) \cdot 0{,}608} \\ \langle T_{21} \rangle &= \frac{\sqrt{3}}{f(E)}\,(\Sigma_2 - 1) \qquad \text{wo } \Sigma_i = \frac{\sigma_i(\Theta_{2\,i}, \phi_i)}{\sigma_0}\,;\ i = 1, 2, 3, 4 \\ \langle T_{22} \rangle &= \frac{\sqrt{3}}{f(E)}\,(\Sigma_3 - 1)\,. \end{aligned} \tag{3}$$

3. Experimentelle Anordnung

Zur Beschleunigung der Deuteronen (bzw. He$^+$-Ionen) diente der 3-MV-Kaskadengenerator[2]) der Universität Basel. Die grosse Intensität seines Ionenstrahls (700–

[2]) Geliefert von Firma Emil Haefely & Cie., Basel [16].

800 μA) und seine gute Qualität (kleiner Durchmesser, kleine Divergenz) waren im vorliegenden Experiment von ausschlaggebender Bedeutung. Weil die 1,07 MeV ^{4}He(d, d)^{4}He-Resonanz nuf $\sim$ 35 keV breit ist, konnte kein dickes Gastarget verwendet werden, wie bei anderen ähnlichen Experimenten. Dies bedeutete, dass der Targetstrom, um die Stosszahl auf erträglicher Höhe zu halten, möglichst hoch sein musste. Da eine Eintrittsfolie aber keinen Strahlstrom in der Grössenordnung von 50 μA erträgt, musste ein differentiell gepumptes Target verwendet werden, was überdies den Vorteil einer nur sehr kleinen Energieverschmierung durch Straggling und einer scharfen Fokussierung des Deuteronenstrahls im Gastarget hatte; dadurch wurde auch das Streuvolumen in 2 Dimensionen sehr scharf begrenzt. Der verwendete Targetstrom betrug 50–70 μA.

Die Targetanordnung besteht aus dem gleichen differentiell gepumpten ^{4}He-Gastarget, wie es in der vorhergehenden Arbeit [13] beschrieben wurde; der ^{6}Li-Analysator wurde jedoch durch ein ^{3}He-Gastarget ersetzt.

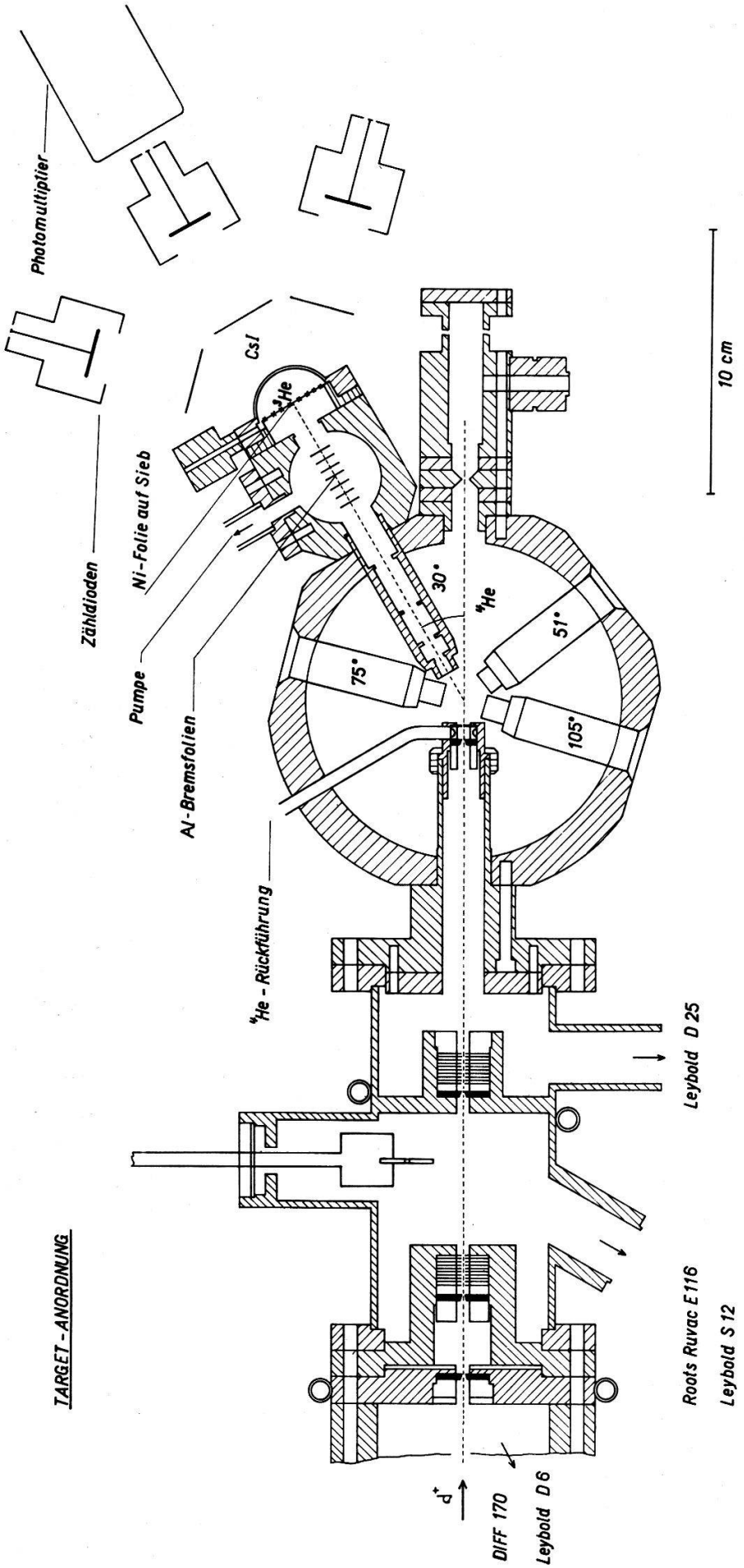
Eine zylindrische Kammer mit 5 festen Einsätzen und einem Strahlfänger bildet das He-Gastarget. Der Strahlfänger ist von der Kammer isoliert und ermöglicht so die Messung eines relativen Targetstromes. Zur Verminderung der störenden D(d, n)-Neutronen hat sich die Auskleidung des Strahlfängers mit Palladium sehr bewährt, da im Palladium nur wenig Deuterium absorbiert wird.

Der erste der erwähnten Einsätze dient für die dreistufige differentiell gepumpte Strahleinführung; in die übrigen 4 Einsätze werden die Deuteronen gestreut.

Unter den im Laborsystem (L.S.) gemessenen Streuwinkeln $\theta_1 = 30°$, 51°, 75° und 105° verlassen die gestreuten Deuteronen das ^{4}He-Gastarget durch eine 0,55 mg/cm^2 dicke Ni-Folie. Das Streuvolumen wurde durch Blenden genau definiert, die auch eine Streuung der Deuteronen an den Wänden der 4 Einsätze verhindern. Hinter diesen Blenden befinden sich in einer anschliessenden Kammer je 7 Al-Folien verschiedener Dicke zwischen 1,8 und 16 μ, die nach Bedarf sich in den gestreuten Deuteronenstrahl einschieben lassen. Sie dienen dazu, die Energie der gestreuten Deuteronen auf $\sim$ 500 keV (^{3}He(d, p)^{4}He-Resonanzenergie) zu vermindern.

Unter den Winkeln $\theta_1 = 75°$ resp. 105° (L.S.) befindet sich je ein Silizium-Festkörperzähler, der eine kontinuierliche Überwachung der gestreuten Deuteronen erlaubt. Die Reinheit des Streugases und die Dicke des Gastargets konnten so während der Messung laufend kontrolliert werden. Gleichfalls erlaubten die Zähldioden die Ausmessung der 1,07 MeV-Resonanz mit einer Einfachstreuung, und damit liess sich der Energieverlust im ^{4}He bis zum Streuzentrum auf $\sim$ 2 keV genau bestimmen.

Bei den Einsätzen $\theta_1 = 30°$ und 51° L.S. ist je ein ^{3}He-Gastarget angebracht. Hinter der Eintrittsfolie aus Nickel (1,1 mg/cm^2) die auf einem dünnen Ni-Sieb montiert ist (Durchlass $\sim$ 70%, Dicke 17 μ), befindet sich das ^{3}He-Gas in einer Aluminium-Halbkugel (r = 1,5 cm) von 0,3 mm Wanddicke bei einem Druck von 1,5 at. Die Winkelauflösung beträgt bei beiden Winkeln $\theta_1 \pm 2°$. Die aus dem ^{3}He-Target austretenden ^{3}He(d, p)^{4}He-Protonen werden bei den in Gleichung 2 angegebenen Winkeln (θ_2 und ϕ) mittels selbstverfertigter Si-Oberflächensperrschichtzähler (Zähldioden) gezählt. (n-Typ Silizium mit einem spez. Widerstand von 3000 Ωcm, empfindliche Oberfläche $\sim$ 2 cm^2, angelegte Spannung $\sim$ 400 V). Der Abstand vom Reaktionszentrum zu den Zähldioden beträgt 8 cm. Da unsere Zähldioden maximal 8 MeV-Protonen vollständig in der empfindlichen Schicht abstoppen (weshalb die Diskri-


TARGET-ANORDNUNG
Photomultiplier
Zählidioden
Ni-Folie auf Sieb
Pumpe
Al-Bremsfolien
^4He - Rückführung
CsI
^3He
^4He
30°
75°
51°
105°
10 cm
Leybold D 25
Roots Ruvac E116
Leybold S 12
d^+
DIFF 170
Leybold D 6

Figur 3

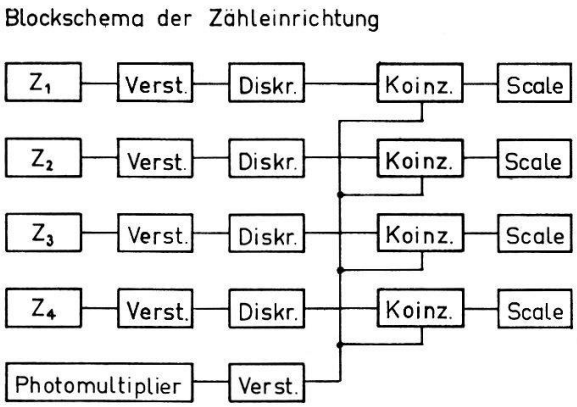
minierung ziemlich niedrig sein muss), die Zählrate sehr klein, der Untergrund in den Zähldioden bei einem primären Deuteronenstrahlstrom von 50 μA jedoch infolge der D(d, n)-Reaktion hoch ist, musste eine Koinzidenzmethode verwendet werden. Zwischen dem Reaktionszentrum und jeder Zähldiode wurde in halbem Abstand ein dünner CsI-Kristall (Dicke = 0,2 mm, Durchmesser = 2,5 cm) angebracht. Zwei Photomultiplier (je einer bei $\theta_1 = 30°$ und 51° L.S.) registrieren nun gleichzeitig die Lichtimpulse von je 4 CsI-Kristallen aus einem Abstand von $\sim$ 7 cm. Jeder Multiplier liegt zwischen den 4 Zähldioden bei den Winkeln $\theta_2 = 27°$, $\phi = 90°$ und in einem Abstand von 11 cm vom Reaktionszentrum (vgl. Fig. 1).

Für die Wahl der Lage der 4 Zähldioden ($Z_1 \ldots Z_4$) waren folgende 3 Kriterien massgebend:

Starke Empfindlichkeit auf die Tensorpolarisation.

Winkel $\theta_2 < 5°$ dürfen jedoch nicht verwendet werden, da dort ein Nulleffekt in der Zählrate auftritt, der davon herrührt, dass sich in gewöhnlichem Helium ein kleiner Prozentsatz ($1{,}3 \cdot 10^{-4}$%)^{3}He befindet; es geschehen deshalb in der ^{4}He-Streukammer ^{3}He(d, p)^{4}He-Reaktionen, wobei die entstehenden Protonen bei Winkeln $\theta_2 < 5°$ als richtige Koinzidenzen registriert werden. Zusätzlich sollen die Winkel so gewählt sein, dass die 4 CsI-Plättchen vom Photomultiplier unter einem genügend grossen Raumwinkel sichtbar sind.

Jede Zähldiode ist an ein Netzgerät mit ballistischem Vorverstärker angeschlossen. Über einen Hauptverstärker mit festem Diskriminatorpegel und variabler Verstärkung werden nun die Protonenimpulse jedes Zählers in Koinzidenz mit einem Multiplierimpuls gemäss folgendem Blockschema auf einem Untersetzer registriert:



Figur 4

Als Kontrolle werden die Spektren von 4 Zähldioden mit einem RCL 256-Kanal-Impulsspektrographen aufgenommen.

4. Messverfahren

4.1. *Helium- bzw. Deuterium-Target*

In der ^{4}He-Kammer wurde im Gebiet der Resonanz eine totale Targetdicke von 20 keV gewählt; für die Messungen oberhalb der Resonanz wurde die in der vorhergehenden Arbeit [13] beschriebene Gaskühlung verwendet und eine Targetdicke von

70 keV eingestellt. Besondere Schwierigkeiten bereitete die Messung bei dem grösseren Winkel ($\theta_1 = 51°$), da es nicht gelang, noch dünnere als die in Abschnitt 3 angegebenen Folien herzustellen. Die gestreuten Deuteronen besassen deshalb nur noch $\sim$ 250 keV Energie für die Analysatorreaktion ^{3}He(d, p)^{4}He. Da überdies der differentielle Wirkungsquerschnitt bei $\theta_1 = 51°$ kleiner als bei 30° ist, betrug die Zählrate bei 51° in der Resonanz nur etwa 1% der schon relativ geringen Zählrate bei 30°. Um trotzdem in der Resonanz die Tensorpolarisation unter einem kleinen und einem grossen Winkel θ_1 bestimmen zu können, wurde eine Messung mit einem D-Target und beschleunigten α-Teilchen ausgeführt und die Polarisation der Rückstossdeuteronen unter $\theta_1 = 30°$ L.S., was 120° im S.P.S. (Schwerpunktsystem) entspricht, in der ^{3}He(d, p)^{4}He-Reaktion analysiert. Der zum Deuteronen-Rückstosswinkel $\theta_1 = 30°$ L.S. (für einfallende α-Teilchen, Deuterium Target) äquivalente Deuteronen-Streuwinkel (einfallende Deuteronen, Helium Target) ist 89,8° L.S., da beide Winkel jeweilen 120° S.P.S. entsprechen. Um einen Vergleich aller Messresultate zu ermöglichen, wurden die gemessenen Tensormomente auf diesen Winkel transformiert gemäss Abschnitt 2 Gleichung (3) der vorhergehenden Arbeit.

Das Gasrückführsystem [13] in der differentiell gepumpten Strahleinführung gestattete es, das in der ersten und zweiten Pumpstufe weggepumpte Deuterium zu reinigen und wieder nach der ersten Strahlblende in das Pumpsystem zurückzuführen. Dadurch konnte der Verbrauch an Deuterium auf etwa 500 at cm^3/h beschränkt werden. Im Gegensatz zum ^{4}He-Target spielt die Reinheit keine entscheidende Rolle, da hier Rückstossteilchen gemessen werden.

Wie im Abschnitt 2 erwähnt wurde, muss, damit nur S-Wellen für die ^{3}He(d, p)-^{4}He-Reaktion verantwortlich sind, die Eintrittsenergie der Deuteronen im ^{3}He unterhalb 800 keV liegen, in unseren Messungen wurden deshalb die gestreuten Deuteronen, wo dies notwendig war, mit den erwähnten Al-Folien im Mittel auf 500–550 keV Eintrittsenergie abgebremst.

Die wichtigsten Zahlenwerte für die benutzten Targets sind folgende.

a) *^{4}He-Target: Betrieb in der Resonanz*

Gasdruck	250 Torr
Targetdicke	20 keV
Streuwinkel	30° L.S. $\triangleq$ 45° S.P.S.

b) *^{4}He-Target: Betrieb oberhalb der Resonanz*

Gasdruck	380 Torr	
Targetdicke	70 keV	es wurde die in der vorhergehenden Arbeit [13] beschriebene Gaskühlung verwendet.

c) *D-Target: Betrieb in der Resonanz*

Gasdruck	100 Torr
Targetdicke für α-Teilchen	40 KeV $\triangleq$ 20 keV für d

$$E_\alpha = \frac{m\alpha}{m_d} E_d = 1{,}987\, E_d$$

Streuwinkel $\theta_1 = 30°$ L.S. $\triangleq$ 120° S.P.S.

4.2. *Eichung*

Wie aus Gleichung (1) ersichtlich ist, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die ^{3}He(d, p)^{4}He-Reaktion für unpolarisierte Deuteronen im S.P.S. isotrop. Deshalb wurden zur Eichung der gesamten Messeinrichtung (z. B. genaue Grösse der Zähldioden) unpolarisierte Deuteronen durch Coulombstreuung auf das ^{3}He-Target gestreut. Als Streukörper diente ein Gas, in unserem Fall ^{40}A, um möglichst die gleiche Streugeometrie wie bei den Polarisationsmessungen zu erhalten (vgl. vorhergehende Arbeit [13]). Als Streuenergie in ^{40}A wurde eine einfallende Deuteronenenergie von 1,5 MeV gewählt.

Man hat darauf geachtet, dass die an Argon gestreuten unpolarisierten Deuteronen beim Eintritt in das ^{3}He-Target die gleiche Energie aufweisen, wie die an ^{4}He gestreuten polarisierten Deuteronen. Die mittlere Energie der Deuteronen bei der ^{3}He(d, p)^{4}He-Reaktion war in beiden Fällen 400 keV, was einer mittleren Eintrittsenergie ins ^{3}He-Gas von 510 keV entspricht. Die Abbremsung der gestreuten Deuteronen auf die gewünschte Energie erfolgte mit den in Abschnitt 3 erwähnten Al-Bremsfolien. Zur Bestimmung der Eintrittsenergie wurden die Protonen der ^{3}He(d, p)^{4}He-Reaktion als Funktion der Al-Foliendicke gemessen. Die Deuteronenenergie wurde durch Vergleich mit der aus dem bekannten ^{3}He(d, p)^{4}He-Wirkungsquerschnitt berechneten Kurve bestimmt.

4.3. *Messungen*

Die Zählrate ändert sich über die Resonanz ziemlich stark. Als mittlerer Wert kann jedoch 5 Impulse/min angegeben werden; dies bedeutet eine Messdauer von über 30 Stunden für 10000 Impulse.

Der Nulleffekt wurde bei der Resonanz durch die verwendete Koinzidenz und die Auskleidung des Strahlfängers mit Palladium auf weniger als 0,5% der Zählrate gesenkt. Oberhalb $E_d = 1{,}4$ MeV steigt der Nulleffekt jedoch sehr stark an und beträgt bei 2 MeV schon ca. 40% der Zählrate. Es wurde deshalb darauf verzichtet, oberhalb 1,6 MeV zu messen.

Die Bestimmung der drei Tensormomente $\langle T_{2k} \rangle$ aus den Messungen geschieht auf folgende Weise:

Es bedeutet:

$Z_i = Z_i(\Theta_{2i}, \phi_i)$ Zählrate mit ^{4}He (bzw. D) als Streugas (vgl. Abschnitt 2)

$Z_i^* = Z_i^*(\Theta_{2i}, \phi_i)$ Zählrate mit ^{40}A als Streugas.

Hieraus ergibt sich die Grösse Σ_i:

$$\Sigma_i = \frac{\sigma_i(\Theta_{2i}, \phi_i)}{\sigma_0} = \frac{Z_i/Z_i^*}{1/2\,(Z_2/Z_2^* + Z_4/Z_4^*)}$$

womit nach Gleichung (3) die Tensormomente $\langle T_{2k} \rangle$ berechnet werden können. Dabei sind noch kleine Korrekturen für die endliche Geometrie der Zählanordnung zu berücksichtigen.

5. Ergebnisse

5.1. *Tensorpolarisation der* ^{4}*He*(d, d)^4*He-Deuteronen*

In Tabelle 1 sind die gemessenen Werte der $\langle T_{2k} \rangle$ zu finden. Die unter $\Theta_1 = 89{,}8°$ angegebene Tensorpolarisation wurde aus den Messungen mit einer Deuterium-Target und einem Rückstosswinkel $\Theta_1 = 30°$ berechnet (gemäss Abschnitt 4.1.).

Tabelle 1

E (MeV)	Targetdicke (keV)	$\langle T_{20} \rangle$	$\langle T_{21} \rangle$	$\langle T_{22} \rangle$
	Tensorpolarisation bei $\Theta_1 = 30°$ L.S. (≙ 45° S.P.S.) (siehe Fig. 8)			
0,993	20	0,040 ± 0,032	−0,017 ± 0,024	0,042 ± 0,033
1,027	20	0,059 ± 0,032	−0,011 ± 0,024	−0,075 ± 0,033
1,050	20	0,038 ± 0,030	−0,067 ± 0,023	−0,084 ± 0,031
1,070	20	−0,095 ± 0,023	−0,105 ± 0,017	−0,077 ± 0,022
1,092	20	−0,054 ± 0,032	−0,048 ± 0,020	−0,032 ± 0,029
1,113	20	−0,017 ± 0,027	−0,043 ± 0,020	0,015 ± 0,029
1,191	20	−0,039 ± 0,030	0,017 ± 0,023	0,024 ± 0,031
1,200	70	−0,030 ± 0,029	−0,040 ± 0,022	−0,005 ± 0,030
1,400	70	−0,038 ± 0,030	−0,014 ± 0,023	0,027 ± 0,031
1,600	70	−0,017 ± 0,030	−0,007 ± 0,023	0,014 ± 0,031
	Tensorpolarisation bei $\Theta_1 = 89{,}8°$ L.S. (≙ 120° S.P.S.) (siehe Fig. 9)			
0,993	20	0,099 ± 0,086	−0,055 ± 0,059	−0,064 ± 0,062
1,050	20	−0,055 ± 0,042	−0,117 ± 0,027	−0,227 ± 0,031
1,070	20	−0,009 ± 0,042	−0,101 ± 0,027	−0,340 ± 0,031
1,113	20	−0,063 ± 0,047	−0,083 ± 0,031	−0,171 ± 0,035
1,191	20	−0,022 ± 0,058	−0,057 ± 0,037	−0,030 ± 0,041

5.2. *Phasenanalyse*

Die Phasenanalyse wurde mit Hilfe eines von L. C. McIntyre und W. Häberli [12] entwickelten Rechenprogrammes auf einer Univac 1107 durchgeführt[3]).

Es wurde versucht, die vorhandenen experimentellen Daten – es sind dies die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Galonsky et al. [3, 17] und von Blair et al. [2] und unsere Polarisationsmessungen – durch geeignete Streuphasen darzustellen.

Das Programm «SPIN 1» arbeitet nach folgender Methode:

Aus vorgegebenen Anfangsphasen werden die Streumatrixelemente $U^J_{l'l}$ berechnet. Dabei bedeutet:

l', l = der Bahndrehimpuls des einfallenden bzw. auslaufenden Deuterons

J = der Drehimpuls des ^{6}Li-Zwischenkerns.

Nimmt man an, dass in unserem Energiebereich nur s-, p- und d-Wellen einen Beitrag zur Streuung liefern, so hat man folgende Matrixelemente zu berücksichtigen,

[3]) Wir sind Herrn Prof. W. Häberli und Prof. L. C. McIntyre (Universität Wisconsin, Madison, USA) für die Zustellung dieses Programmes sehr zu Dank verpflichtet.

wobei unterhalb 4,8 MeV (Schwellwert für die $^4He(d, p)^5He$-Reaktion) die δ_l^J reelle Streuphasen sind.

$$U_{00}^1 = \cos^2\varepsilon\, e^{2i\delta_\alpha} + \sin^2\varepsilon\, e^{2i\delta_\beta}$$

$$U_{11}^0 = e^{2i\delta_1^0}$$

$$U_{11}^1 = e^{2i\delta_1^1}$$

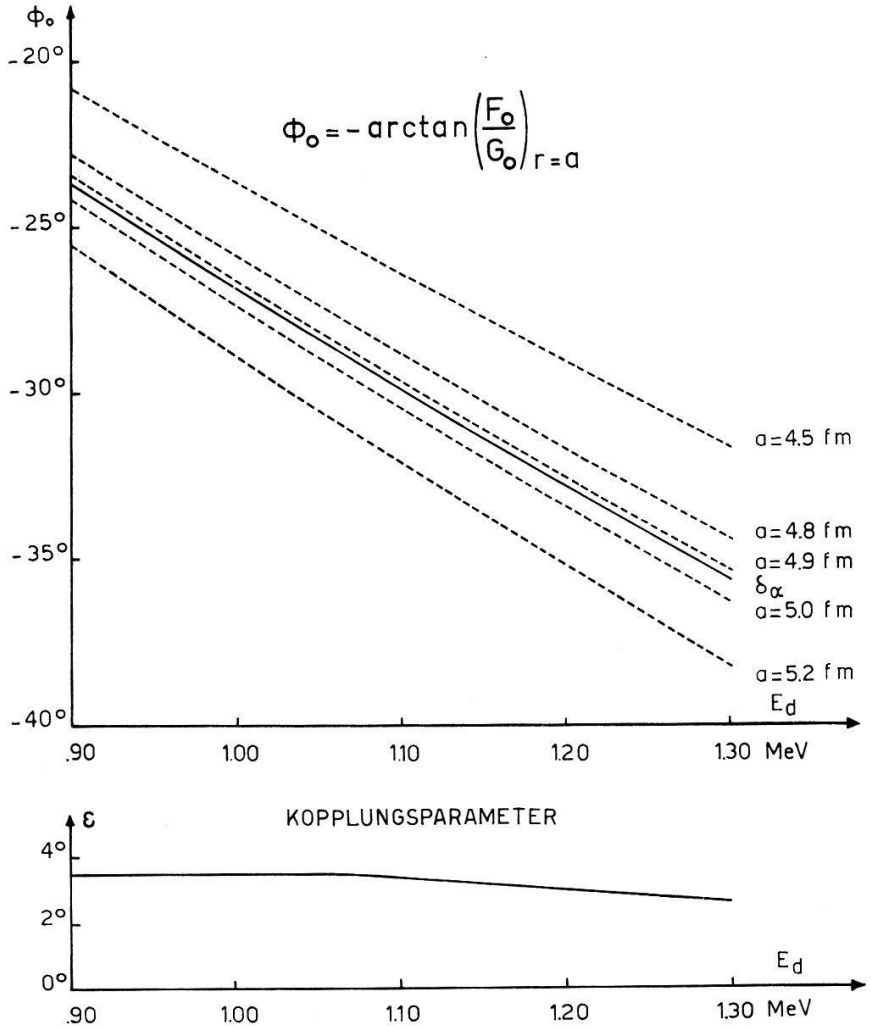
$$U_{11}^2 = e^{2i\delta_1^2}$$

$$U_{22}^1 = \cos^2\varepsilon\, e^{2i\delta_\beta} + \sin^2\varepsilon\, e^{2i\delta_\alpha}$$

$$U_{22}^2 = e^{2i\delta_2^2}$$

$$U_{22}^3 = e^{2i\delta_2^3}$$

$$U_{02}^1 = U_{20}^1 = 1/2 \sin^2\varepsilon\, (e^{2i\delta_\alpha} - e^{2i\delta_\beta})\,.$$



Figur 5

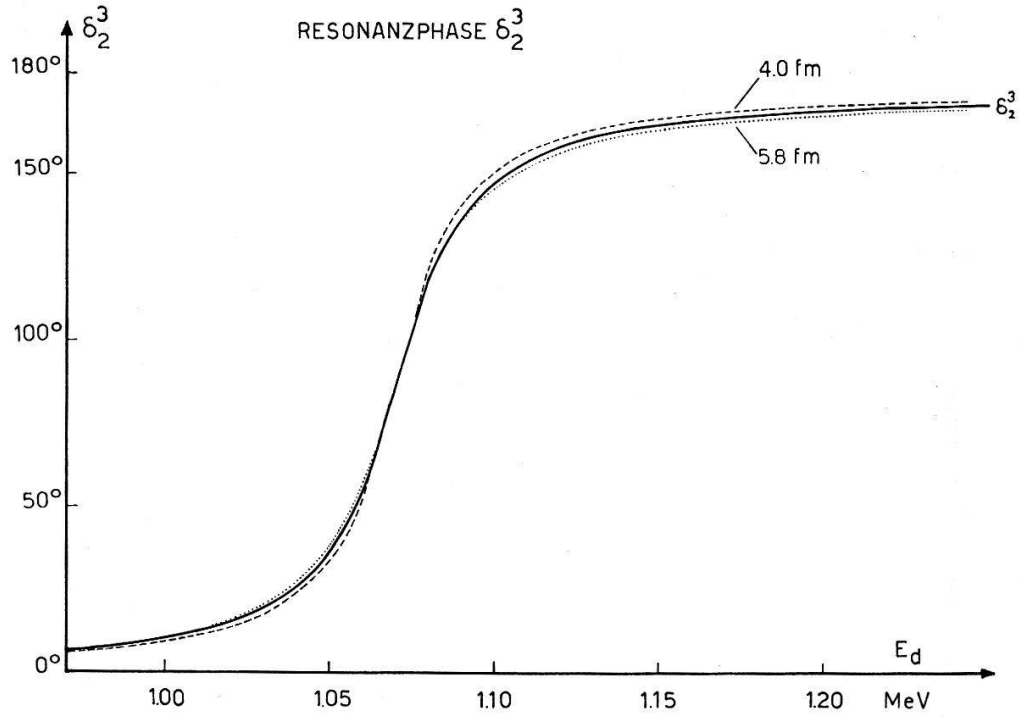
Die ausgezogenen Kurven zeigen die aus der Phasenanalyse erhaltenen Eigenphase δ_α und den Kopplungsparameter ε. Die gestrichelten Kurven sind für verschiedene Wechselwirkungsradien a berechnete hard-sphere s-Phasen.

Da bei der ^{4}He(d, d)^{4}He-Streuung ein $J^\pi = 1^+$ Zustand des Zwischenkerns sowohl durch eine s- wie eine d-Welle erzeugt werden kann, treten die beiden nicht-diagonalen Matrixelemente U^1_{02} und U^1_{20} auf.

δ_α und δ_β sind die Eigenphasen und ε der Kopplungsparameter zwischen s- und d-Wellen bei einem $J^\pi = 1^+$ Zwischenkernzustand von ^{6}Li; diese drei Grössen sind bei BLATT und BIEDENHARN [18] definiert und erläutert. Im Grenzfall von $\varepsilon = 0$ entspricht die δ_α-Eigenphase der δ^1_0 und δ_β der δ^1_2-Phase. Aus den Streumatrixelementen $U^J_{l'l}$ werden der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Tensormomente $\langle T_{20}\rangle$, $\langle T_{21}\rangle$ und $\langle T_{22}\rangle$ berechnet und dann mit den experimentellen Werten verglichen. Der resultierende totale Fehler F:

$$F = \sum_{\Theta_1} \left(\frac{\sigma(\Theta_1)\text{ berechnet} - \sigma(\Theta_1)\text{ exp.}}{\Delta\sigma\text{ exp.}} \right)^2 + \sum_{K,\Theta_1} \left(\frac{\langle T_{2k}\rangle\text{ berechnet} - \langle T_{2k}\rangle\text{ exp.}}{\Delta\langle T_{2k}\rangle\text{ exp.}} \right)^2$$

wird als Mass der Güte der Darstellung angesehen.
($\Delta\sigma_{\text{exp.}}$ und $\Delta\langle T_{2k}\rangle_{\text{exp.}}$ sind die Messfehler der Grössen $\sigma_{\text{exp.}}$ und $\langle T_{2k}\rangle_{\text{exp.}}$).

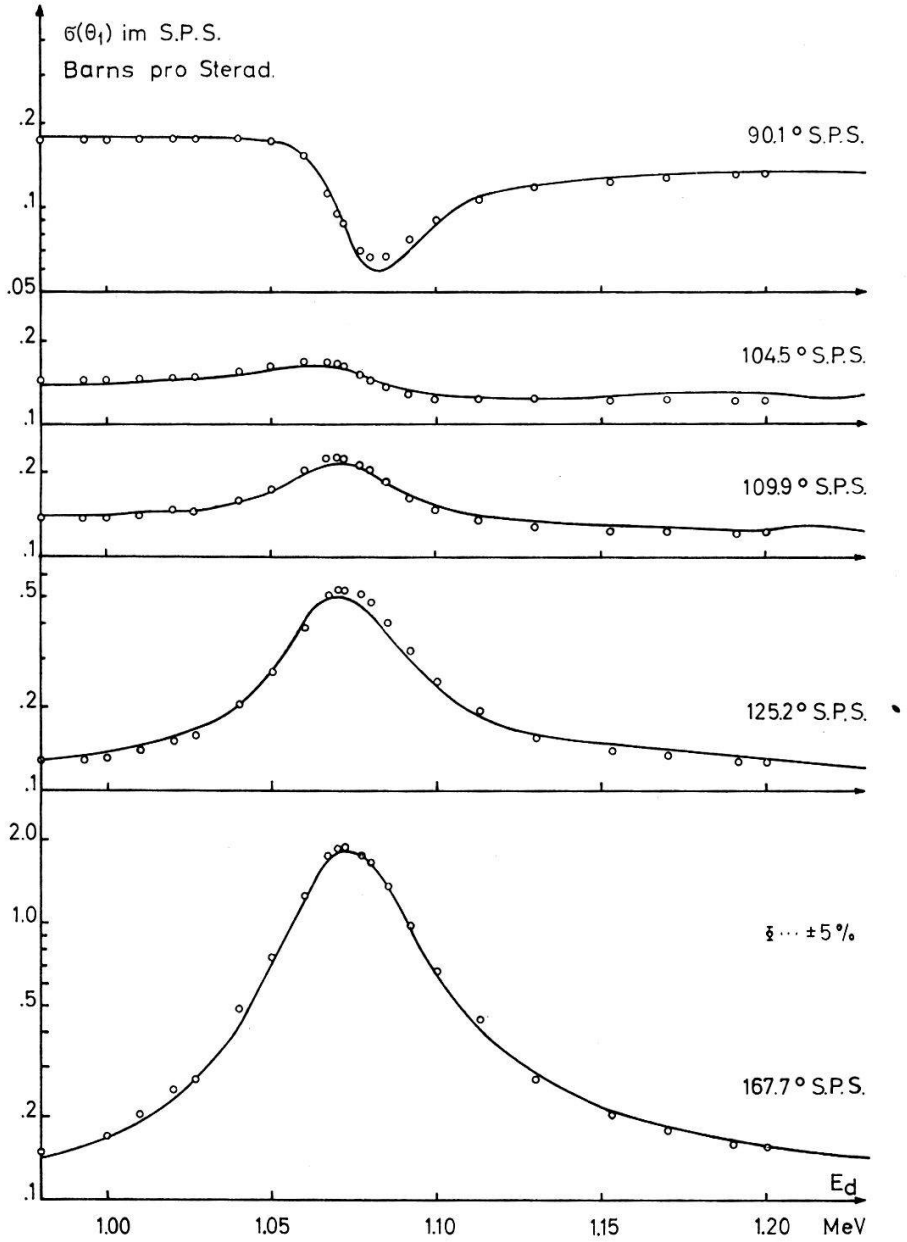


Figur 6

Die ausgezogene Kurve zeigt die aus der Phasenanalyse erhaltene δ^3_2-Resonanzphase. Die gestrichelte und die punktierte Kurve sind nach LANE und THOMAS [19] berechnete Resonanzphasen für $a = 4{,}0$ bzw. $5{,}8$ fm.

Die Anfangsphasen werden in der Richtung des stärksten Gefälles der Fehlerfläche geändert, am Anfang um einen grösseren, später um immer kleinere Beträge, bis ein Minimum in der Fehlerfläche gefunden ist. Dieses Minimum braucht natürlich nur ein lokales Minimum zu sein. In unserem Fall kann man jedoch vermuten, dass meist das absolute Minimum erreicht wird, da man wegen der relativ kleinen Zahl

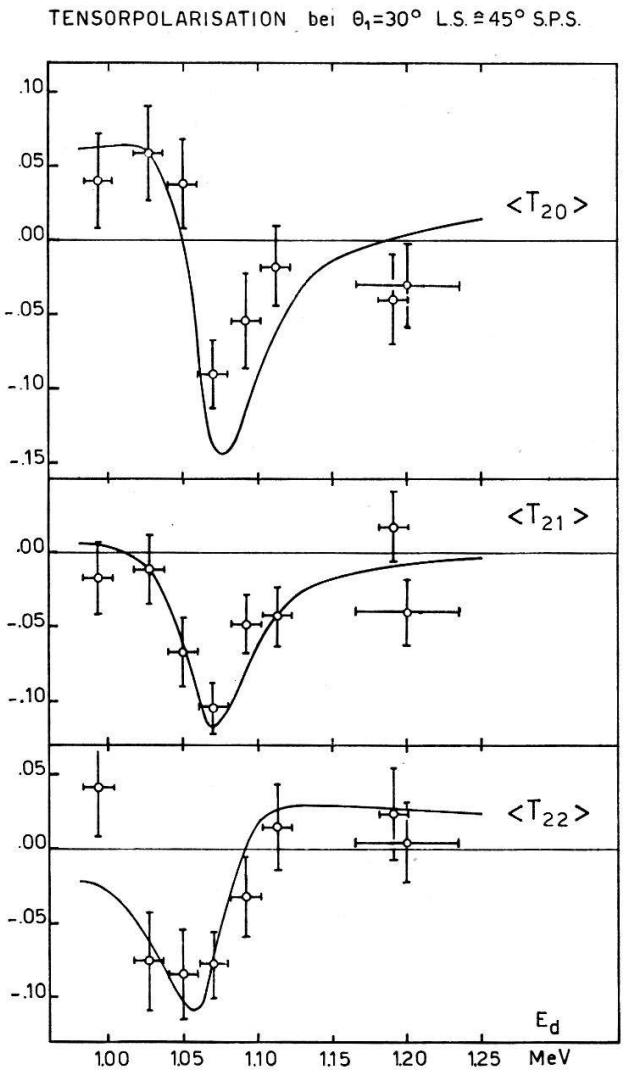
der beteiligten Phasen bei verschiedenen Anfangsphasen in den meisten Fällen zu den gleichen Endphasen und damit zum gleichen Minimum gelangt. Die ausgezogenen Kurven in den Figuren 5 und 6 zeigen die aus den experimentellen Daten erhaltenen besten Phasen, die mit der Energie kontinuierlich variieren. Im Gebiet der 1,07 MeV-Resonanz wurde festgestellt, dass nur die drei Grössen δ_α, δ_2^3 und ε merklich von Null verschieden sind.



Figur 7

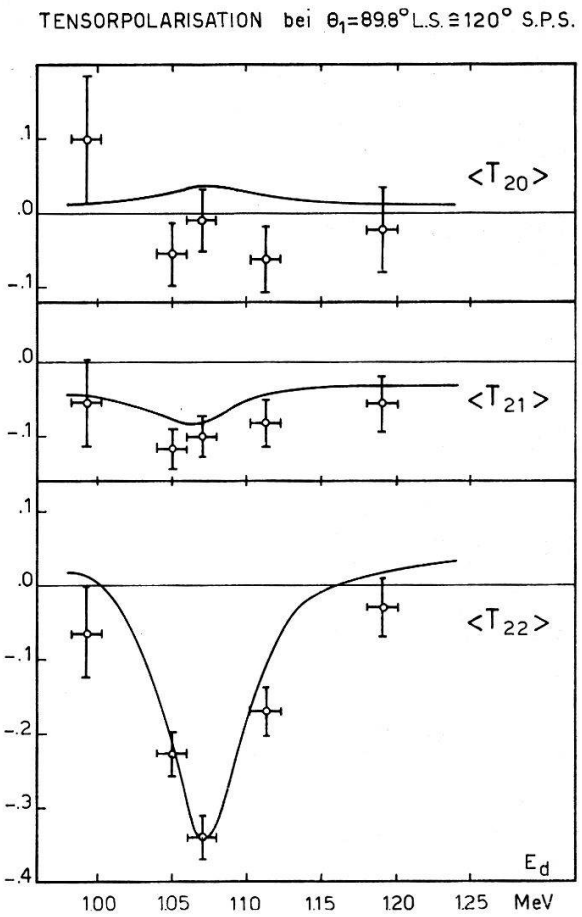
Die ausgezogenen Kurven zeigen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte von GALONSKY et al. [3] aus Ref. [17]. Die Kreise sind die aus der Phasenanalyse berechneten Werte.

In den Figuren 7–9 sind die aus den erhaltenen Phasen von Figur 5 und 6 berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte und Tensorpolarisationen eingezeichnet und mit den experimentellen Daten verglichen.



Figur 8

Die gemessenen Tensorpolarisationsgrössen bei 30° L.S. Die ausgezogenen Kurven zeigen die aus der Phasenanalyse berechneten Werte von $\langle T_{2k} \rangle$.



Figur 9

Die gemessenen Tensorpolarisationsgrössen bei 89,8° L.S. Die ausgezogenen Kurven zeigen die aus der Phasenanalyse berechneten Werte von $\langle T_{2k} \rangle$.

6. Diskussion

Es wurde versucht, die erhaltenen Phasen durch Phasen einer harten Kugelstreuung und Resonanzphasen zu interpretieren. Die gestrichelten Kurven in Figur 5 sind hard-sphere s-Phasen für verschiedene Wechselwirkungsradien a. Die experimentell erhaltene δ_α-Phase, die ja für $\varepsilon \to 0$ in die δ_0^1-Phase übergeht, zeigt deutlich die Energieabhängigkeit einer hard-sphere s-Phase. Der Radius a würde bei reinem hard-sphere Verhalten $\sim 4{,}9$ fm betragen. Da aber $\varepsilon \neq 0$ ist, scheint die δ_α-Phase zu einem kleinen Teil aus einer Resonanzphase zu bestehen; wie gross jedoch der Resonanzphasenanteil an der δ_α-Phase ist, lässt sich kaum sagen, da man sich bei $E_d = 1{,}07$ MeV weit ausserhalb einer $J = 1$ Resonanz befindet.

Die experimentell erhaltene δ_2^3-Phase, also die Resonanzphase bei $E_d = 1{,}07$ MeV, ist in Figur 6 mit nach Lane und Thomas [19] (Kap. XII. 1. a.) berechneten Resonanzphasen für eine isolierte Resonanz mit den Wechselwirkungsradien $a = 4{,}0$ fm

bzw. $a = 5{,}8$ fm verglichen. Der Zusammenhang zwischen den Streumatrixelementen und den Resonanzparametern ist folgender:

$$U_{22}^{3} = e^{2i\delta_2^3} = e^{2i\phi_2}\left(1 + \frac{i\Gamma}{E_\lambda + \Delta_\lambda - E - i/2\,\Gamma}\right)$$

wobei $\phi_e = -\arctan\left(\frac{F_e}{G_e}\right)_{r=a}$ hard-sphere Streuphase

$\Gamma = 2\,P_e\,\gamma^2$ Resonanzbreite

$P_e = \left[\frac{\varrho}{F_e^2 + G_e^2}\right]_{r=a}$ Durchlässigkeit; $\varrho = kr$

$\Delta_\lambda = -\,(S_e - B_e)\,\gamma^2$ Thomas-Verschiebung

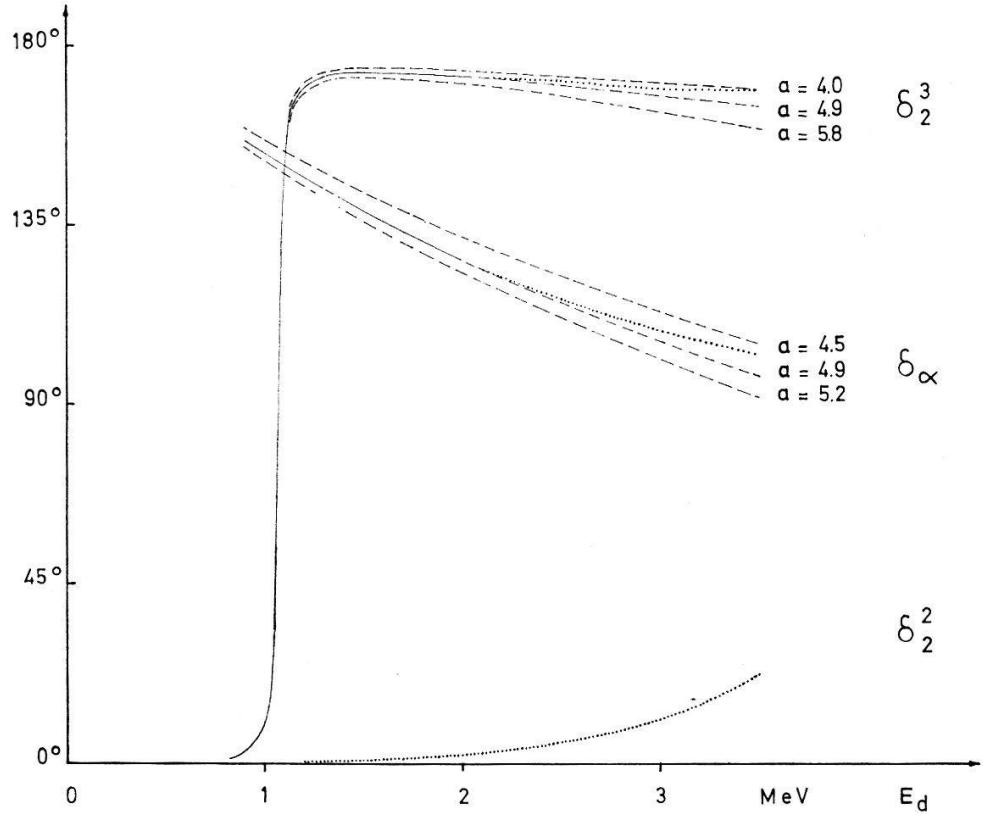
$S_e = \left[\frac{\varrho(F_e\,F_e' + G_e\,G_e')}{F_e^2 + G_e^2}\right]_{r=a}$ Shiftfaktor

$B_e =$ Randbedingung

F_e, $G_e =$ Coulomb-Wellenfunktionen

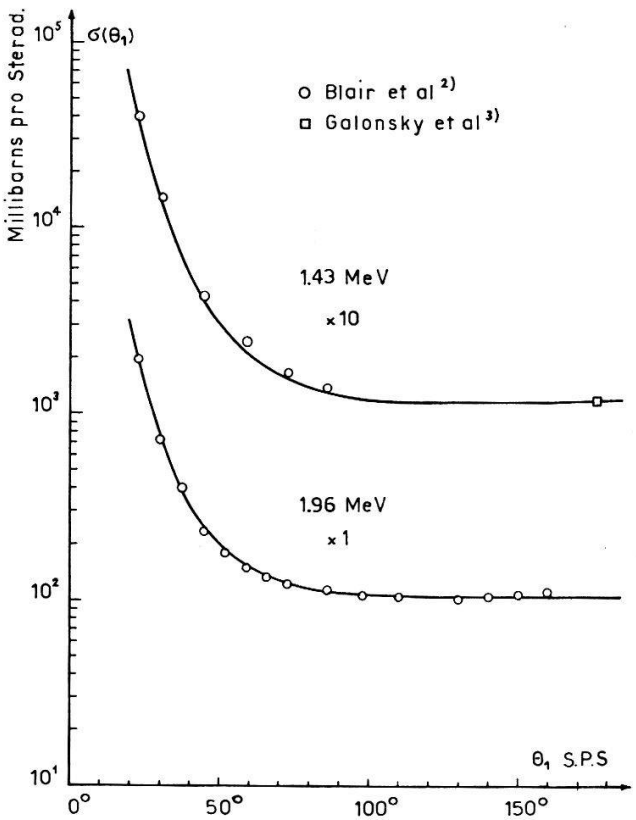
$a =$ Wechselwirkungsradius

bedeuten.



Figur 10

Die in der vorliegenden Arbeit erhaltenen Phasen (ausgezogene Kurven) sind hier mit den Phasen von McIntyre et al. [12] (punktierte Kurven) verglichen. Die gestrichelten Kurven sind wiederum für verschiedene Wechselwirkungsradien a berechnete Phasen.



Figur 11

Die aus der Phasenanalyse berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte bei 1,43 MeV und 1,96 MeV (ausgezogene Kurven) sind mit den gemessenen Werten von BLAIR [2] und GALONSKY [3] verglichen.

Als Randbedingung B_e wurde wie bei SENHOUSE et al. [5] und MCINTYRE et al. [12] $B_e = -l$ gewählt.

Man sieht in Figur 6, dass im Resonanzgebiet die δ_2^3-Phase relativ unempfindlich auf eine Änderung von a ist.

In Figur 10 sind die in der Arbeit von MCINTYRE [12] angegebenen Phasen im Gebiet von 2–3,5 MeV aufgetragen (punktierte Kurven) und mit unsern Phasen verglichen (ausgezogene Kurven); die gestrichelten Kurven sind wiederum für verschiedene Werte von a berechnete Phasen. Es lässt sich bei 2 MeV ein kontinuierlicher Übergang unserer Phasen in diejenigen von MCINTYRE durch einen Wechselwirkungsradius von 4,9 fm erreichen (in Figur 11 sind die aus diesen Phasen (entsprechend $a = 4{,}9$ fm) berechneten Wirkungsquerschnitte bei 1,43 und 1,96 MeV mit den Messungen von BLAIR [2] und GALONSKY [3] verglichen). Bei höheren Energien scheint die δ_2^3-Phase von MCINTYRE (siehe punktierte Kurven in Figur 10) auf ein kleineres a hinzudeuten.

Aus der Figur 10 kann geschlossen werden, dass der Wechselwirkungsradius der 1,07 MeV Resonanz zwischen 4 und 5 fm beträgt, was eine gute Übereinstimmung mit MCINTYRE [12] ergibt; er hat für die beiden Resonanzen bei 4,7 MeV $J^\pi = 2^+$) und 6,4 MeV ($J^\pi = 1^+$) eine beste Anpassung erhalten, wenn a zwischen 4,3 und 4,8 fm gewählt wurde.

In Tabelle 2 sind die Resonanzparameter der 1,07 MeV Resonanz für einen Wechselwirkungsradius von 4,5 fm angegeben.

Tabelle 2

Resonanzparameter für $J^\pi = 3^+$ Niveau von ^{6}Li, $a = 4{,}5$ fm

E_d (Res.)	$= 1{,}071$ MeV	
E_λ	$= 2{,}244$ MeV	
E (^{6}Li)	$= 2{,}184$ MeV	(Anregungsenergie in ^{6}Li)
γ^2	$= 0{,}551$ MeV	
γ^2_{Wigner}	$= 2{,}3$ MeV	

Zum Abschluss betrachten wir noch die Konsequenzen, die der kleine positive Kopplungsparameter ε für die Art der Kernkräfte hat:

G. R. SATCHLER [21] hat für die Streuung eines Spin-1- an einem Spin-0-Kern alle möglichen Formen einer Vektor- oder Tensor-Spin-Bahn-Kopplung angegeben, die in Übereinstimmung mit der Paritätserhaltung und Zeitumkehr sind. Es sind dies die folgenden 4 Terme:

$$0_1 = V = a\,\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S} \tag{a}$$

$$0_2 = T_1 = \frac{(\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{r})^2}{r^2} - \frac{2}{3} \tag{b}$$

$$0_3 = T_2 = (\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{P})^2 - \frac{2}{3}\boldsymbol{P}^2 \tag{c}$$

$$0_4 = T_3 = (\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S})^2 + \frac{1}{2}(\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S}) - \frac{2}{3}\boldsymbol{L}^2 . \tag{d}$$

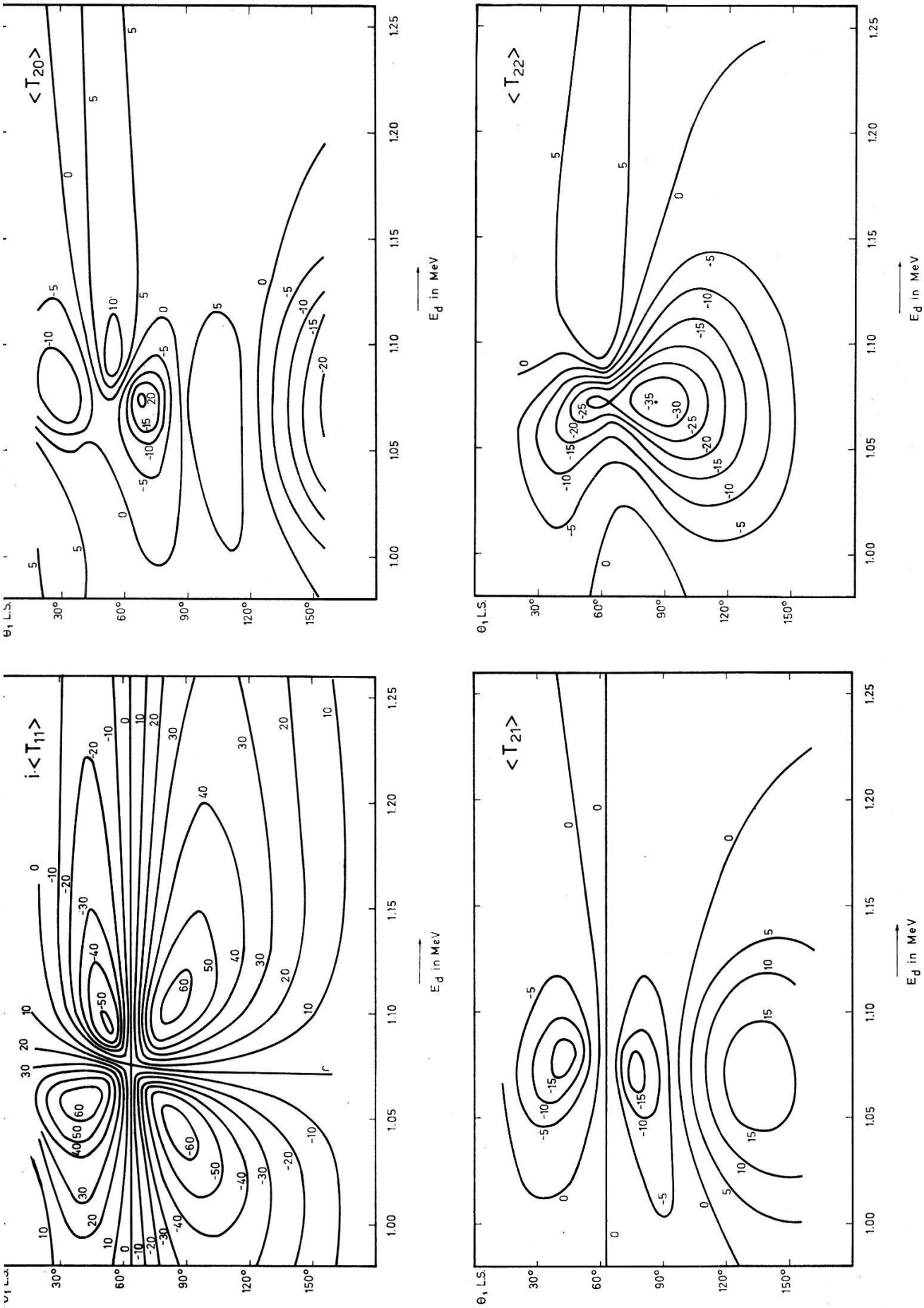
Bei einem $\varepsilon \neq 0$ sind die Streumatrixelemente U^1_{02} und $U^1_{20} \neq 0$, d. h. es finden Übergänge $l = 2,\ J = 1 \rightarrow l = 0,\ J = 1$ und umgekehrt statt. Wir betrachten nun Matrixelemente der Form $\langle L, J|0_k|L', J\rangle$ ($k = 1, 2, 3, 4$). SATCHLER hat gezeigt, dass nur Matrixelemente mit $k = 2{,}3$ einen von Null verschiedenen Wert annehmen können. Dies bedeutet, dass ein $\varepsilon \neq 0$ die Existenz mindestens eines der beiden Tensorterme (T_1 oder T_2) notwendig macht. Zur Erklärung des experimentellen Befundes muss also mindestens eine der beiden Spin-abhängigen «Kräfte» der Form (b) oder (c) wirksam sein.

Der Schweizerische Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung hat die vorliegende Arbeit finanziell unterstützt.

Die Rechenzeit auf der Univac 1107 wurde uns in verdankenswerter Weise von der Firma SANDOZ AG Basel zur Verfügung gestellt.

Den Herren H. WEYENETH und F. ABT bin ich für die Ausführung der mechanischen und elektronischen Werkstattarbeiten sowie für viele praktische Winke zu Dank verpflichtet.

Anhang



Figur 12

Mit den aus der Phasenanalyse erhaltenen Phasen (vgl. Figur 5 und 6) wurden die Tensormomente $i\langle T_{11}\rangle$, $\langle T_{20}\rangle$, $\langle T_{21}\rangle$ und $\langle T_{22}\rangle$ im Energiebereich von 1,0–1,25 MeV und im Winkelbereich von 30° bis 150° berechnet und in Figur 12 aufgezeichnet. Die Zahlen bei den Kurven gleich grosser Tensormomente sind die mit 100 multiplizierten Werte von $i\langle T_{11}\rangle$, $\langle T_{20}\rangle$, $\langle T_{21}\rangle$ bzw. $\langle T_{22}\rangle$.

Literaturverzeichnis

[1] F. Ajzenberg-Selove und T. Lauritsen, Nucl. Phys. *78*, 1 (1966).
[2] J. M. Blair, G. Freier, E. E. Lampi und W. Sleator Jr., Phys. Rev. *75*, 1678 (1949).
[3] A. Galonsky, R. A. Douglas, W. Haeberli, M. T. McEllistrem und H. T. Richards, Phys. Rev. *98*, 586 (1955).
[4] A. Galonsky und M. T. McEllistrem, Phys. Rev. *98*, 590 (1955).
[5] L. S. Senhouse Jr. und T. A. Tombrello, Nucl. Phys. *57*, 624 (1964).
[6] J. L. Gammel, B. J. Hill und R. M. Thaler, Helv. phys. Acta Supplementum VI, 409 (1961).
[7] L. J. B. Goldfarb und J. R. Rook, Nucl. Phys. *12*, 494 (1959).
[8] R. J. N. Phillips, Phys. Rev. Lett. *3*, 101 (1959).
[9] L. S. Dul'kova ,JETP *12*, 701 (1961).
[10] L. G. Pondrom, Phys. Rev. Lett. *2*, 346 (1959); L. G. Pondrom und J. W. Daughtry, Phys. Rev. *121*, 1192 (1961).
[11] F. Seiler, S. E. Darden, L. C. McIntyre und W. G. Weitkamp, Nucl. Phys. *53*, 65 (1964).
[12] L. C. McIntyre und W. Haeberli, Nucl. Phys. A*91*, 369 und 382 (1967).
[13] G. R. Plattner, E. Baumgartner, S. E. Darden, P. Huber, H. Meiner, F. Seiler, Helv. phys. Acta *40*, 465 (1967).
[14] L. Brown, H. Christ und H. Rudin, Nucl. Phys. *79*, 459 (1966).
[15] L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. *12*, 657 (1959).
[16] R. Galli, E. Baumgartner und P. Huber, Helv. phys. Acta *34*, 352 (1961).
[17] N. Jarmie und J. D. Seagrave, *Charged Particle Cross Sections*, Los Alamos, New Mexico 1956.
[18] J. M. Blatt und L. C. Biedenharn, Phys. Rev. *86*, 399 (1952).
[19] A. M. Lane und R. G. Thomas, Rev. mod. Phys. *30*, 257 (1958).
[20] T. Lauritsen und T. Huus, Phys. Rev. *92*, 1501 (1953).
[21] G. R. Satchler, Oak Ridge Nat. Lab. Rep. ORNL-2861.